

Тогда

$$F(\mu, \varepsilon) = \sum_{k=-1}^{\infty} F^{(k)}(\mu) \varepsilon^k.$$

Разложение определителя начинается с $\frac{1}{\varepsilon^4}$

$$\det F(\mu, \varepsilon) = \sum_{k=-4}^{\infty} \Delta_k(\mu) \varepsilon^k.$$

Теорема. Пусть $R(\varepsilon) = R^{(-2)} \frac{1}{\varepsilon^2} + R^{(-1)} \frac{1}{\varepsilon} + R^{(0)} + \dots$, где $R^{(-2)} \neq 0$. Резонанс имеет место только при условиях

$$\Delta_{-4} = 0, \Delta_{-3} = 0, \Delta_{-2}(\mu) \neq 0.$$

И тогда

$$D(\mu) := \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} [R(\varepsilon) + b(\varepsilon, \mu) I]^{-1} = \frac{1}{\Delta_{-2}(\mu)} \begin{pmatrix} R_{22}^{(-2)} & -R_{12}^{(-2)} \\ -R_{21}^{(-2)} & R_{11}^{(-2)} \end{pmatrix} \neq 0.$$

Список использованных источников

1. Антоневиц, А.Б. Уравнения с дельта-образными коэффициентами: метод конечномерных аппроксимаций / А. Б. Антоневиц, Т.А.Романчук. – LAPLAMBERR, Германия, г. Саарбрюккен 2012.
2. Решаемые модели в квантовой механике / С. Альбеверио [и др.] ; пер. с англ. В. А. Гейлера [и др.]. – М. : Мир, 1991. – 566 с.

УДК 534.8:535.42

Г. В. КУЛАК, Т. В. НИКОЛАЕНКО, Л. А. ТОЗИК

УО «Мозырский государственный педагогический университет им. И. П. Шамякина, (г. Мозырь, Беларусь)

АКУСТООПТИЧЕСКАЯ ДЕФЛЕКЦИЯ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ДВУМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Показано [1], что в двумерных фотонных кристаллах (ФК) на основе кремния (Si) и кварца (SiO₂) возможна изотропная (без изменения поляризации дифрагированной волны) брэгговская акустооптическая (АО) дифракция света на ультразвуке.

Предположим, что в ФК вдоль оси Y распространяется продольная или сдвиговая ультразвуковая (УЗ) волна (см. рисунок 1а). Световая волна, как показано на рис. 1, распространяется под углом α к оси X.

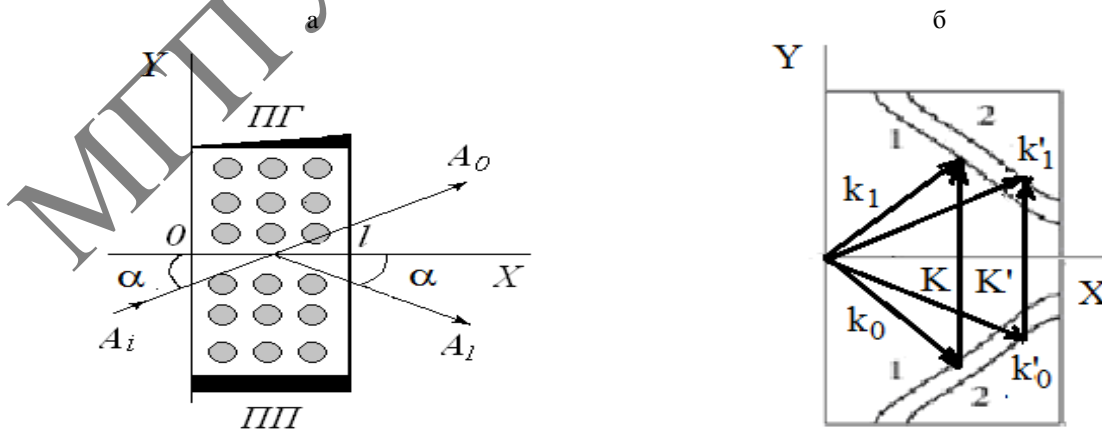


Рисунок 1 – а) Схема неколлинеарной АО дифракции в ФК на продольной УЗ волне (ПП – пьезопреобразователь, ПГ – поглотитель, ФК – фотонный кристалл, l – длина АО взаимодействия); б) диаграммы волновых векторов при заданной частоте (f_s) ультразвука и длине волны (λ) света при изотропной дифракции под углом α к фронту УЗ волны (1(2) – дисперсионная кривая ТЕ- (ТМ-) волн ФК)

Предположим, что световая волна с волновым вектором $\vec{k}_0(\vec{k}'_0)$ и частотой ω дифрагирует с волновым вектором $\vec{k}_1(\vec{k}'_1)$ в ФК на УЗ волне с волновым вектором $\vec{K}(\vec{K}')$ и частотой Ω . Тогда, с учетом ФК, характеризуемого вектором обратной решетки \vec{G} , выполняется условие пространственного и временного синхронизма [1]:

$$\vec{k}_0(\vec{k}'_0) + \vec{K}(\vec{K}') + \vec{G} = \vec{k}_1(\vec{k}'_1) + \Delta\vec{k}, \omega = \omega + \Omega, \quad (1)$$

где $\Delta\vec{k}$ – отстройка фазового синхронизма.

Собственные волны ФК являются неоднородными, а их фурье-спектр содержит множество пространственных гармоник, однако, следуя результатам работы [1], будем, в дальнейшем, ограничиваться двухволновым приближением. На рис. 1б представлены векторные диаграммы для волн при изотропной дифракции для ТЕ-ТЕ- преобразовании и ТМ-ТМ- преобразовании света. При брэгговском режиме двухволнового АО взаимодействия толщина кристалла вдоль оси X (длина АО взаимодействия) $l \gg 2\pi n v^2 / \lambda \Omega^2$, где v – фазовая скорость УЗ волны, n – средний показатель преломления материала ФК, λ – длина волны света в вакууме [2]. Система уравнений связанных волн имеет вид:

$$q_{00} \frac{dA_0}{dx} = \delta_{01} A_1 e^{-i\Delta k x}, q_{11} \frac{dA_1}{dx} = \delta_{10} A_0 e^{i\Delta k x}, \quad (2)$$

где $q_{\alpha\beta}, \delta_{\alpha\beta}$ – скалярные коэффициенты; $A_0(x=0) = A, A_1(x=0) = 0$, где A – амплитуда падающей волны. При условии точного брэгговского синхронизма, скалярные коэффициенты системы уравнений (2) находим для ТЕ-ТЕ- преобразования из соотношений:

$$\begin{aligned} q_{00} &= \zeta_{33}(k_{0y} - k_{0x}), \delta_{01} = -\Delta\zeta_{33}[(k_{0y} - k_{0x})(k_{1y} - k_{1x})]/2, \\ q_{11} &= \zeta_{33}(k_{1y} - k_{1x}), \delta_{10} = \Delta\zeta_{33}[(k_{0y} - k_{0x})(k_{1y} - k_{1x})]/2. \end{aligned} \quad (3)$$

В случае ТМ-ТМ-преобразования в (2) полагаем

$$\begin{aligned} q_{00} &= -2\zeta_{22}k_{0x}, \delta_{01} = k_{1x}(k_{0y} - k_{0x})\Delta\zeta_{22}, \\ q_{11} &= \zeta_{22}k_{1x}, \delta_{10} = k_{0x}(k_{1y} - k_{1x})\Delta\zeta_{22}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь коэффициенты тензора диэлектрической непроницаемости и приращения диэлектрической непроницаемости даются соотношениями [1]:

$$\zeta_{\alpha\beta}(\vec{G}) = \frac{1}{S} \int_S \varepsilon_{\alpha\beta}^{-1}(\vec{r}) e^{-i\vec{G}\vec{r}} d^2\vec{r}, \Delta\zeta_{\alpha\beta}(\vec{G}) = \frac{1}{S} \int_S \Delta\varepsilon_{\alpha\beta}^{-1}(\vec{r}) e^{-i\vec{G}\vec{r}} d^2\vec{r}, \quad (5)$$

причем S – площадь элементарной ячейки двумерного ФК. Здесь, в соответствии с рисунком 1б, следует полагать: $k_{0x} = k \cos \alpha, k_{1x} = k \cos \alpha, k_{0y} = k \sin \alpha, k_{1y} = k \sin \alpha + K$ (аналогично для ТМ-ТМ- преобразования).

При ТЕ-ТЕ-преобразовании для дифракции на продольной УЗ-волне в ФК следует полагать:

$$\Delta\zeta_{33} = [f\pi_{33}^{(1)} + (1-f)\pi_{33}^{(2)}] \tilde{T}_{33}, \Delta\zeta_{22} = [f\pi_{22}^{(1)} + (1-f)\pi_{22}^{(2)}] \tilde{T}_{22},$$

где $\pi_{33}^{(1,2)}, \pi_{22}^{(1,2)}$ – пьезооптические коэффициенты соответственно включения («1») и матрицы («2») [3]; f – параметр заполнения материала ФК ($0 \leq f \leq 1$) [1]; $\tilde{T}_{33}, \tilde{T}_{22}$ – амплитуда тензора напряжений в поле продольной УЗ-волны.

Амплитуды тензора напряжений даются соотношениями:

$$\tilde{T}_{33} = (P_a / \{h\nu_g [fs_{33}^{(1)} + (1-f)s_{33}^{(2)}]\}), \tilde{T}_{22} = (P_a / \{h\nu_g [fs_{22}^{(1)} + (1-f)s_{22}^{(2)}]\}), \quad (6)$$

где P_a – мощность УЗ волны, $l(h)$ – длина (ширина) пьезопреобразователя, ν_g – групповая скорость продольной УЗ волны, $s_{33}^{(1,2)}, s_{22}^{(1,2)}$ – компоненты тензора упругих податливостей соответственно включения («1») и матрицы («2») [3].

Компоненты обратного тензора диэлектрической непроницаемости находим из соотношения [1]: $\zeta_{22} = \zeta_{33} = f/\varepsilon^{(1)} + (1-f)/\varepsilon^{(2)}$, где $\varepsilon^{(1)}$ ($\varepsilon^{(2)}$) – диэлектрическая проницаемость включения (матрицы); $\Delta k = \pi\lambda f_g \Delta f / n\nu_g^2$, причем Δf – отстройка частоты УЗ от брэгговской (f_g). На рисунке 2 представлена зависимость эффективности дифракции η от параметра отстройки частоты ультразвука от брэгговской Δf при различных значениях параметра заполнения ФК f .

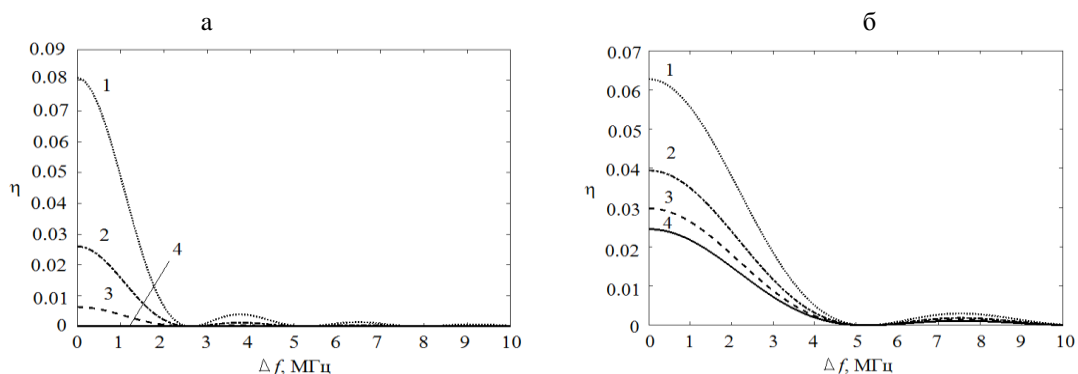


Рисунок 2 – Зависимость эффективности дифракции η от параметра отстройки частоты ультразвука f_s от брэгговской Δf при различных значениях параметра заполнения ФК f : 1-0, 2-0,2, 3-0,5, 4-1

($n_1 = 1,51, n_2 = 3,43$; $l=5$ см, $h=1$ мм, $\lambda = 3$ мкм, $v_g = 7600$ м/с, $P_a=10$ Вт, $f_0=81$ МГц, $\alpha=1^\circ$);

а). ТЕ-ТЕ-преобразование, б). ТМ-ТМ-преобразование)

Расчеты, представленные на рис. 2, показывают, что наибольшая полоса АО модуляции $\Delta f_{1/2}$ по уровню 3 дБ достигает для ТМ-ТМ- преобразования $\Delta f_{1/2} \approx 4,3$ МГц: для ТЕ-ТЕ- преобразования она составляет $\Delta f_{1/2} \approx 3,1$ МГц. Для светового пучка шириной $w=5$ см. Время прохода звукового пучка через апертуру светового пучка ($\tau = w/v$) составляет $\tau=6,5$ мкс. Разрешающая способность АО дефлектора $N = \Delta f_{1/2} \tau$. В случае дифракции при ТМ-ТМ- преобразовании разрешающая способность дефлектора составляет 28 (для $\tau=65$ мкс она составит $N=280$). Аналогично этому для ТЕ-ТЕ преобразования разрешающая способность составляет 20 (для $\tau=65$ мкс она составит $N=200$).

Список использованных источников

1. Белокопытов, Г. В. Акустооптическая эффективность двумерных фотонных кристаллов / Г. В. Белокопытов, З. А. Пятакова // Письма в ЖТФ. – 2011. – Т. 37, В. 1. – С. 3–10.
2. Балакший, В.Н. Физические основы акустооптики / В. Н. Балакший, В. Н. Парыгин, Л. Е. Чирков. – М.: Радио и связь, 1985. – 280 с.
3. Акустические кристаллы : справочник / А. А. Блистанов [и др.] ; под ред. М. П. Шаскольской. – М.: Наука, 1986. – 629 с.

УДК 534.8: 535.42

Г. В. КУЛАК¹, П. И. РОПОТ², О. В. ШАКИН³

¹УО «Мозырский государственный педагогический университет им. И. П. Шамякина» (г. Мозырь, Беларусь)

²ГНУ «Институт физики им. Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси» (г. Минск, Беларусь)

³ФГАОУ ВО «Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения» (г. Санкт-Петербург, Россия)

НЕЛИНЕЙНЫЕ АКУСТООПТИЧЕСКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В КРИСТАЛЛАХ КВАРЦА

В настоящее время значительный интерес исследователей и разработчиков представляет исследование особенностей преобразования и управления поляризационными и энергетическими параметрами световых пучков акустооптическими (АО) методами [1]. Установлено, что при дифракции света на медленной сдвиговой ультразвуковой (УЗ) волне в кристаллах парателлурита для излучения с длиной волны $\lambda = 1,06$ мкм при увеличении интенсивности света I_0 от 10 МВт/см² до 240 МВт/см² эффективность брэгговской дифракции увеличивается в 1,7 раза [2].

В настоящей работе исследованы особенности брэгговской АО дифракции гауссовых и бесселевых интенсивных световых пучков в одноосных гиротропных кристаллах кварца.

На рисунке 1 представлена схема экспериментальной установки для исследования акустооптической (АО) дифракции мощных световых пучков на ультразвуке.